

海面直下で発達する熱対流混合層の乱流構造に関する数値的研究

木原直人*・植田洋匡**・山下隆男***

沿岸海洋環境に大きな影響を与える大気・海洋間での熱・物質輸送に重要な役割を持っている海面直下で発達する乱流熱対流へ 3 次元直接数値計算を適用した。この熱対流は風速 3~4 m/s の時と同等の物質輸送効果があることが風洞水槽実験によりこれまでに示されている。この大きな物質輸送効果を引き起こす要因として、滑りなし境界条件をもつ Rayleigh-Bénard 対流とは異なり、滑り境界条件である自由表面を持つためだと考えられる。直接数値計算により求めた乱流統計量及び海面直下の渦構造により滑り境界条件である自由表面の熱対流への影響、及び乱流特性を検討した。

1. はじめに

海面直下で発達する混合層は、沿岸海洋環境に大きな影響を与える大気・海洋間での熱・物質輸送に重要な役割を持っている。特に地球温暖化、気候システムに大きく関わっている大気・海洋間での CO_2 の輸送は、液側での輸送抵抗が気側比べて卓越している液側律速であるため、気・液界面直下にある 10-100 μm の厚さの濃度勾配の大きな膜を水中へ取り込む海面直下での乱流混合層に支配されている。物質輸送に影響を与える海面直下での乱流を発達させる駆動力として浮力による熱対流と海上風によるシェアー不安定との 2 種類がある。気・液界面直下での乱流構造及び物質輸送に関する研究は、渦拡散モデルや表面更新モデルといった理論的アプローチ、室内実験 (Komori ら, 1993; Wanninkhof・Bliven, 1991), 現地観測 (McGills ら, 2001; Wanninkhof ら, 1993) により活発的に進められており、いくつかの経験公式も提案されてきた (Wanninkhof・McGills, 1999)。しかし、これらのほとんどは風によるシェアーの影響のみを考慮しており、熱対流による乱流に関してはこれまで十分な研究がなされてこなかった。

気温が海水温より低い場合、海面で顕熱及び潜熱フラックスが生じ、海面が冷却される。それにより海面直下で密度差による浮力が生じ、熱対流が発生する。この熱対流の発達により、冷却した海面表層が海中に取り込まれ、大気・海洋界面での熱・物質交換は促進される。気・液界面での熱対流による混合は、上下両側境界を non-slip 固体壁とした対流 (Rayleigh-Bénard 対流) と比較して約 2 倍もの大きな混合効果を持っており、これは東シナ海での例で挙げると風速 3~4 m/s の時と同等の物質輸送効果があることが風洞水槽実験により示されている (Karasudani ら, 1995)。その原因として、海面近傍での流れは non-slip の固体壁の場合と異なり free-slip 境界条件であるため、その近傍での乱流の性質が異なっ

ているためだと考えられる。

そこで本研究では、大気・海洋海面を平坦な自由表面として、海面直下で十分発達した乱流熱対流に 3 次元直接数値計算 (DNS) を適用し、熱対流の混合効果とその乱流統計量及び流れの可視化を実施する。特に non-slip の固体壁直下で発達する熱対流と free-slip の平坦な自由表面直下で発達する熱対流との相違に着目する。それにより、Karasudani ら (1995) の室内実験結果の妥当性を検討する。

2. 数値計算法

(1) 計算概要

本研究では、自由表面を持つ浅水域での熱対流を計算対象とした。計算領域の概略図を図-1 に示す。開水路の水深は D とし、水平方向の流れは等方性なので水平方向境界条件を周期境界条件とした。流れが周期境界条件の影響を受けないように十分大きな水平計算領域が必要なので、水平方向領域を $6D$ とした。水路床である下側境界 ($z=0$) では non-slip 境界条件とした。気・液界面にシェアーが働かない場合、自由表面の変動は微小であるので free-slip の壁として扱うことが可能である。そこで、上側境界 ($z=D$) には free-slip 境界条件を用い、下側境界よりも温度が ΔT 低くした。海面での熱フラックスには顕熱フラックスと潜熱フラックスの両方が存在する。顕熱フラックスが卓越している場合では自由表面で温度が一定の境界条件が適用可能であり、逆に潜熱フラックスが卓越している場合では熱フラックス一定の境界条件を適用することになる。本研究では、顕熱フラックスが卓越

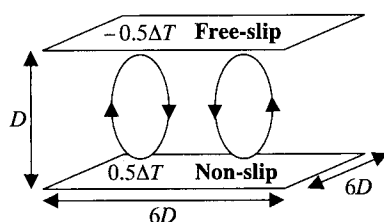


図-1 計算領域の概略図

* 学生会員 工修 京都大学大学院理学研究科地球惑星科学専攻
** 非会員 工博 京都大学教授 防災研究所
*** 正会員 工博 京都大学助教授 防災研究所

していると仮定した。

支配方程式にはブシネスク近似を用いた非圧縮ニュートン流体における Navier-Stokes 方程式を用い、代表距離、速度、温度である D , $u_0=(g\beta\Delta TD)^{1/2}$, ΔT でそれぞれ無次元化した。

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\nabla p + (T - \bar{T}) \delta_z + \left(\frac{\text{Pr}}{\text{Ra}}\right)^{3/2} \nabla^2 \mathbf{u} \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) T = \frac{1}{(\text{Pr} \cdot \text{Ra})^{1/2}} \nabla^2 T \quad \dots\dots\dots (3)$$

ここで、 g : 重力加速度、 β : 熱膨張係数であり、プラントル数 $\text{Pr} = \kappa/\nu$, レイリー数 $\text{Ra} = g\beta\Delta TD^3/\kappa\nu$ である。

数値計算手法としては、全空間においてコロケート格子の2次精度中心差分により支配方程式を離散化し、圧力には Fractional Step Method を用いて決定した。さらに支配方程式中の移流項と粘性項の時間発展には3次精度 Adams-Bashforth 法を用いた。

本研究の計算条件として、レイリー数は380000に固定して計算をした。本来、水のプラントル数は5~7であるが、計算資源の制限により1で計算した。計算解像度には乱流の最小渦を追跡できるだけの細かさが必要である。そのため、計算格子数は水平 x, y 方向、鉛直方向をそれぞれ $100 \times 100 \times 128$ とし、鉛直方向グリッド間隔は上下両境界近傍で最小 $(0.0015D)$ 、中心で最大 $(0.017D)$ にした。

初期条件には温度場に正規乱数を用いて擾乱を与え、乱流が十分発達した定常乱流になるまで計算を繰り返した。計算を終了させる基準としては、乱流統計量である平均温度、乱れ強度、及び乱流熱フラックスが時間変化のなくなる時間とした。

(2) モデル精度の妥当性

乱流の DNS には高精度である疑似スペクトル法を用いるのが一般的であるが、有限差分法での計算成功例もたくさんある (Rai・Moin, 1991; Nagata・Komori, 2001)。また、計算解像度を十分細かく取ることにより2次精度中心差分でも十分な精度が得られることが示されている (Nagaosa, 1999)。そこで、本研究で用いたモデルが乱流熱対流に DNS を適用できる精度があるか検討するため、Rayleigh-Bénard 対流の3次元乱流直接数値計算を実施し、疑似スペクトル法を用いた十分信用できる先行研究の一つである Moeng・Rotunno (1990) の計算結果と比較する。計算条件は、上述した計算条件とほぼ同じである、レイリー数を380000、プラントル数を1、格子数は水平 x, y 方向、鉛直方向をそれぞれ $100 \times 100 \times$

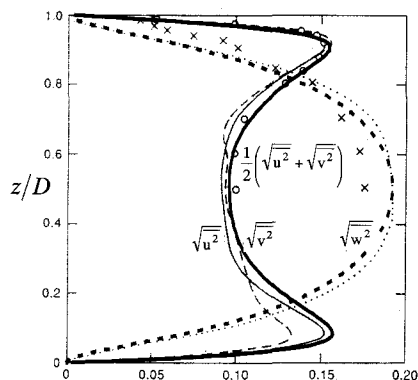


図-2 Rayleigh-Bénard 対流の乱れ強度分布。太実線は本モデルでの水平方向乱れ強度、太破線は本モデルでの鉛直方向乱れ強度。一方、細実線、細破線、点線はそれぞれ Moeng・Rotunno の水平2方向乱れ強度、鉛直方向乱れ強度。○及び×は Deardorff・Willis (1967) の実験結果。

128 とした。図-2 に水平方向鉛直方向の乱れ強度の鉛直分布を、Moeng・Rotunno (1990) の計算結果及び Deardorff・Willis (1967) の実験結果と併せて示す。疑似スペクトル法による計算結果に比べて、完全な一致はしていないものの、ピークの値及びその高さはほぼ一致しており、今後解析を進める上で十分な精度が得られていると考えられる。

3. 計算結果と考察

(1) 海面直下熱対流の混合効果

物質輸送の混合効果をあらわすパラメーターとしてヌッセルト数がしばしば用いられる。ヌッセルト数 $\text{Nu} = hz_i/\lambda$ で、 h は熱伝達率、 λ は熱伝導率である。ヌッセルト数が大きいほど界面での熱輸送が大きくなることを意味している。このヌッセルト数とレイリー数との関係は古くからたくさんの議論がある。一般的には以下のような $1/3$ 乗則が用いられる。

$$\text{Nu} = a\text{Ra}^{1/3} \quad \dots\dots\dots (4)$$

この式は境界での熱拡散に距離 z_i の影響がないことを意味している。固体壁上での自由対流では $a=0.15$ が示されており、Rayleigh-Bénard 対流においては、だいたい $a=0.1$ が示されている。本モデルによる Rayleigh-Bénard 対流の計算結果ではヌッセルト数は6.7であり、上の公式に良くあっている。一方、Karasudani ら (1995) の実験結果は $a=0.29$ であり、固体壁上での自由対流の2倍程度大きな混合効果があることを示した。本数値計算結果ではヌッセルト数は8.6となり、Rayleigh-Bénard 対流の結果と比較しても1.3倍程度の値となり、室内実験結果とは大きく異なるものになった。数値

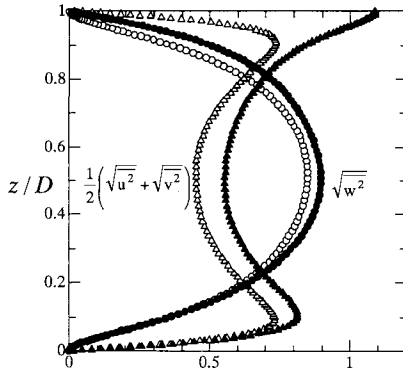


図-3 乱れ強度の鉛直分布. $\blacktriangle$, $\bullet$ はそれぞれ海面直下熱対流の水平方向成分, 鉛直成分, $\triangle$, $\circ$ はそれぞれ Rayleigh-Bénard 対流の水平方向成分, 鉛直方向成分.

計算結果が室内実験結果とは大きく異なった原因として, 室内実験では発達中の自由対流を対象にしていたが, 数値計算では十分に発達した定常乱流状態の対流を対象にしたことによるものだと考えられる. 室内実験での対流と数値計算での対流との性質の大きな違いとして次の3つの項目が挙げられる. 1, 室内実験での対流は発達中の対流であること. 2, 数値計算では定常解を求めるため, 下壁を一定の温度に固定し加熱していること. 3, 数値計算では下壁を設けていること. 特に, 2に関する違いはおおきな影響を与えていると考えられる. 本来海面直下で発達中の熱対流の場合下側から加熱されることはない. さらに自由対流と Rayleigh-Bénard 対流とのヌセルト数との違いにもあるように, 自由対流の方が大きな混合効果を持っている. しかし本研究では non-slip の固体壁直下で発達する熱対流と free-slip の境界直下で発達する熱対流との相違に特に焦点を当てているため, 室内実験結果とは異なったが, free-slip の平坦な自由表面を持つ本数値計算結果が non-slip の固体壁に挟まれた Rayleigh-Bénard 対流より大きな混合効果を持ったことに注目する. そこで, 自由表面を持つ海面直下熱対流での混合効果を支配する乱流構造について次に述べる.

(2) 海面直下で発達する熱対流の乱流構造

平坦な自由表面を持つ海面直下熱対流の乱流特性等を検討するため, 同じ物性値(プラントル数を1, レイリー数を380000)での上下を non-slip の固体壁で挟まれた熱対流である Rayleigh-Bénard 対流の DNS の結果を用いた. これにより, non-slip の固体壁直下で発達する熱対流と free-slip の平坦な自由表面直下で発達する熱対流との乱流特性の違いを把握する. また, 以後, 自由対流のデータを評価する際に一般的に用いられる, Willis・Deardorff (1974) によって提案された対流の代表長さ z_0 ,

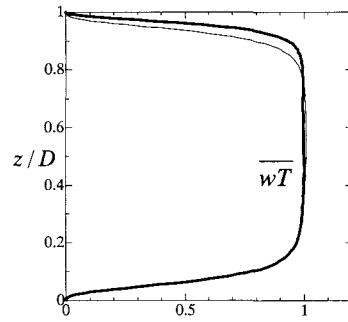


図-4 熱フラックスの鉛直分布. 太実線は海面直下熱対流の熱フラックス, 細実線は Rayleigh-Bénard 対流の熱フラックス.

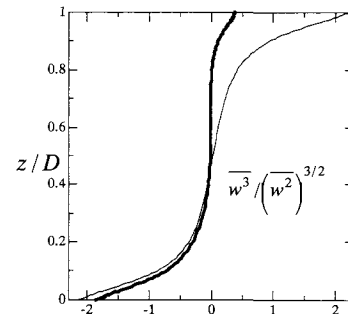


図-5 skewness の鉛直分布. 太実線は海面直下熱対流の skewness, 細実線は Rayleigh-Bénard 対流の skewness.

速度 $w_* = (g\beta F_{\text{wall}} z_i)^{1/3}$, 温度 $\theta_* = F_{\text{wall}}/w_*$ を用いて正規化して解析していく. ここで, z_i は境界層厚さ, F_{wall} は壁面での熱フラックスである. 図-3 に水平, 及び鉛直方向流速の乱れ強度分布を示す. free-slip 境界近傍では non-slip 境界近傍とは異なり水平方向の乱れ強度が大きな値を取っており, 固体壁の場合とは異なり, 乱流エネルギーが海面近傍で再分配され, 水平方向の乱れ成分が強められていることを意味している. このことから海面近傍での両者の乱流の性質が異なっていることがわかる. 図-4 に熱フラックスの鉛直分布を示す. 固体壁直下に比べて, 自由表面近傍で大きな熱フラックスがあることがわかる. non-slip の固体壁に比べて自由表面近傍で大きな乱流拡散を引き起こす原因として強い下降流の存在が考えられる. そこで局所的な強い下降流の存在を調べるために流速の鉛直成分の skewness $w^3/(u^2)^{3/2}$ を図-5 に示す. skewness が正の値を示す高さでは上昇流が下降流に比べて面積が狭いことを意味しており, 逆に負の値を示す高さでは下降流の面積が狭く, 局所的に強い下降流があることを示している. 自由表面直下熱対流, Rayleigh-Bénard 対流の両方とも, 直感とは異なり冷却している上側境界近傍で正の値をとっている. 本来, 自

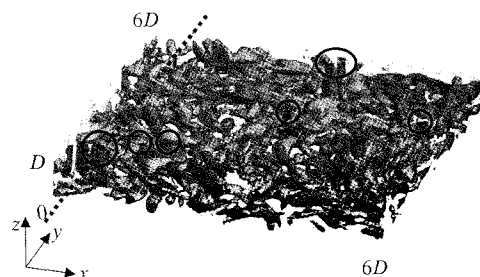


図-6 自由表面直下で発達する熱対流の渦管。○で囲まれた場所海面へ突き抜けた縦渦がある。

由対流では冷却された境界近傍での skewness は負の値を取る。そのため、本計算での skewness が正の値を取った原因として下側壁面を加熱することによる影響だと考えられる。また、この点が自由対流との大きく異なる性質であることがわかる。しかし、ここで重要なことは、自由表面を持つ free-slip の平坦な自由表面直下熱対流の方が non-slip の固体壁に挟まれた Rayleigh-Bénard 対流に比べて小さな値を取っていることである。すなわち、Rayleigh-Bénard 対流に比べると局所的に強い下降流があることを示している。この強い下降流の原因として自由表面近傍での乱流渦が影響していると考えられる。そこで海面直下での渦管を抽出することにより、この下降流を引き起こす組織渦を検討する。

(3) 海面直下熱対流の渦構造

気・液界面直下にある非常に薄く、濃度勾配の大きな膜を水中へ取り込む自由表面直下での乱流の組織構造を議論するため、渦管を抽出する。渦管の抽出には Jeong・Hussain (1995) の方法を用いた。DNS の計算結果にこの方法を適用し、流れ場での渦の組織構造を検討した例はいくつかある (Jeong ら, 1997; Nagaosa, 1999)。本研究では、下降流と大きく関わっていると考えられる自由表面直下に存在する縦渦を抽出する。自由表面直下熱対流の DNS の結果の渦管を抽出したものを図-6 に示す。○で囲まれたいくつかの場所に自由表面へ突き抜けている縦渦があることがわかる。このような自由表面へ突き抜けている縦渦は、流速 0 となる non-slip の固体壁では鉛直方向渦度は 0 となるため存在しない。このことも自由表面近傍の流れと non-slip 固体壁近傍の流れとの大きな違いの一つである。そこで、この縦渦が局所的な下降流を引き起こす原因かどうかを検討した。図-6 で点線を引いた断面での渦管、鉛直渦度コンター、温度コンター、速度ベクトルの断面図を図-7 に示す。自由表面へ突き抜けている縦渦は鉛直方向渦度を非常に大きな値を持っている。すなわち水平方向流速のシェアーが大きな場所であることがわかる。またその場所で温度の低い

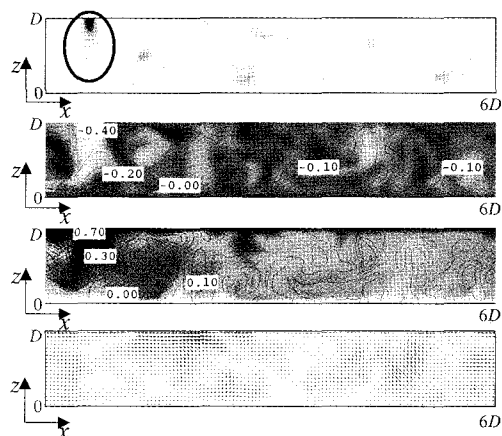


図-7 渦管、鉛直渦度、温度コンター、速度ベクトルの断面図 (上から順)

流体が下方へ伸びており、自由表面へ突き抜けている縦渦が、温度の低い自由表面近傍の流体を沈み込ませる原因であると考えられる。速度ベクトルからもわかるように強い下降流が発生しており、鉛直方向渦度を持った強い下降流によって気・液界面の冷たい流体が水中へ取り込まれていることがわかった。その他の自由表面へ突き抜けている縦渦がある断面でも同様の作業で下降流との関係を調べた結果、全ての点で強い下降流があることもわかった。

4. 結 語

本研究では、海面直下で発達する熱対流へ 3 次元直接数値計算を適用した。海面直下での流れの特徴である海面を free-slip の境界として扱えることに特に着目し、non-slip の固体壁間での熱対流である Rayleigh-Bénard 対流との比較をし、熱対流の影響による乱流統計量、渦構造を用いて考察を行った。その結果、以下の結論に達した。

1. non-slip 固体壁下での熱対流と、free-slip の自由表面下での熱対流では、境界近傍で異なる流れの性質を持っている。そのため、境界近傍での乱流統計量の特徴が大きく異なっている。

2. free-slip の自由表面下での熱対流では、海面近傍で鉛直渦度が大きな値を持ち、それにより局所的に強い下降流が引き起こされていることがわかった。

3. 海面近傍での局所的に強い下降流により濃度勾配の大きな膜が水中へ取り込まれていることがわかった。また、これにより non-slip 固体壁下での熱対流に比べて大きなヌッセルト数となり、混合効果が大きくなっていることがわかった。

しかし、数値計算では定常解を求めるために下壁を一

定の温度にしたことにより、室内実験でのヌッセルト数とは異なる結果になってしまった。本来、自由対流と Rayleigh-Bénard 対流とではレイリー数とヌッセルト数との関係、乱流統計量の相違といった異なる点がある。そのため、今後の課題としては、下壁で加熱ではなく断熱条件を用い、さらに発達中の乱流熱対流の計算を進める。

謝辞：本研究で実施した3次元直接数値計算は国立環境研究所、地球環境研究グループのスーパーコンピュータ NEC SX-6 を用いて実施した。また、本研究は文部科学省平成15年度人・自然・地球共生プロジェクトの援助を受けて実施した。

参 考 文 献

- Deardorff J. W. and G. E. Willis (1967): Investigation of turbulent thermal convection between horizontal plates, *J. Fluid Mech.* Vol. 28, pp. 675-704.
- Jeong J. and F. Hussain (1995): On the identification of a vortex, *J. Fluid Mech.*, Vol. 285, pp. 69-94.
- Jeong J., F. Hussain, W. Schoppa and J. Kim (1997): Coherent structures near the wall in a turbulent channel flow, *J. Fluid Mech.* Vol. 332, pp. 185-214.
- Karasudani T., K. Ishii and H. Ueda (1995): Turbulent heat transfer in the convective boundary layer developing beneath water surface, *Proc. 10th Symp. Turbulent Shear Flows*, Vol. 3, pp. 63-67.
- Komori S., R. Nagaosa and Y. Murakami (1993): Turbulence structure and mass transfer across a sheared air-water interface in a wind-driven turbulence, *J. Fluid Mech.*, Vol. 249, pp. 161-183.
- McGillis W. R., J. B. Edson, E. J. Hare and C. W. Fairall (2001): Direct covariance air-sea CO₂ fluxes, *J. Geophys. Res.*, Vol. 106, pp. 16729-16745.
- Moeng C.-H. and R. Rotunno (1990): Vertical-velocity skewness in the buoyancy-driven boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, Vol. 47, No. 9, pp. 1149-1162.
- Nagaosa R. (1999): Direct numerical simulation of vortex structures and turbulent scalar transfer across a free surface in a fully developed turbulence, *Phys. Fluids*, Vol. 11, No. 6, pp. 1581-1595.
- Nagata K. and S. Komori (2001): The difference in turbulent diffusion between active and passive scalars in stable thermal stratification, *J. Fluid Mech.*, Vol. 430, pp. 361-380.
- Rai M. M. and P. Moin (1991): Direct simulation of turbulent flow using finite-difference schemes, *J. Comp. Phys.*, Vol. 96 pp. 15-53.
- Wanninkhof R., W. Asher, R. Weppernig, H. Chen, P. Schlosser, C. Langdon and R. Sambrotto (1993): Gas transfer experiment on Georges Bank using two volatile deliverate tracers, *J. Geophys. Res.*, Vol. 98, pp. 20236-20248.
- Wanninkhof R. and L. Bliven (1991): Relationship between gas exchange, wind speed, and radar backscatter in a large wind-wave tank, *J. Geophys. Res.*, Vol. 96, pp. 2785-2796.
- Wanninkhof R. and W. R. McGillis (1999): A cubic relationship between air-sea CO₂ exchange and wind speed, *Geophys. Res. Lett.*, Vol. 26, pp. 1889-1892.
- Willis G. E. and J. W. Deardorff (1976): A laboratory model of diffusion into the convective planetary boundary layer, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* Vol. 102, pp. 427-445.